Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

DER ÜBERGANG ZUR SUPRALEITUNG IN ABSCHRECKEND KONDENSIERTEN ZINK-SCHICHTEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Georg Ziemba
aus Hannsdorf/March

Göttingen 1973

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

DER ÜBERGANG ZUR SUPRALEITUNG IN ABSCHRECKEND KONDENSIERTEN ZINK-SCHICHTEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Georg Ziemba
aus Hannsdorf/March

Göttingen 1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Professor Dr. W. Sander

Korreferent: Professor Dr. P. Haasen

Tag der mündlichen Prüfung: 1.11.1973

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
1.1	Wirkung der abschreckenden Kondensation auf die Supraleitung dünner Metallfilme	1
1.2	Aufgabenstellung und Durchführung	1
2.	Beschreibung der Apparatur und Messung	3
2.1	Neue Verdampfungsanlage	4
2.2	Durchführung der Messungen	6
2.2.1	Präparation der Zink-Verdampfungsquellen	6
2.2.2	Herstellung der Schichten	6
2.2.3	Aufnahme der Übergangskurven zur Supraleitung	7
2.2.4	Alte Meßgeometrie	7
2.2.5	Neue Meßgeometrie	8
2.2.6	Bestimmung der Schichtdicke	8
3.	Meßergebnisse	9
3.1	Übergangstemperatur von reinem Zink, gemessen mit der neuen Geometrie	9
3.2	Übergänge zur Supraleitung, gemessen mit der alten Geometrie	10
3.2.1	Reine Zink-Schichten	10
3.2.1.1	Das Übergangsintervall	10
3.2.1.2	Die Übergangskurve	10
3.2.2	Zink-Eisen-Schichten	11
3.2.3	Zink-Schichten auf Silber-Vorbekeimung	13
4.	Diskussion der Meßergebnisse	14
4.1	Die Randstreifen	14
4.2	Die Spannungsstufen in der Übergangskurve bei alter Geometrie	15
4.3	Die Schichtdickenabhängigkeit der Übergangstemperatur	17

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534922_0043

1. Einleitung

1.1 Wirkung der abschreckenden Kondensation auf die Supraleitung dünner Metallfilme

Es ist bekannt, daß durch Fehlordnung im Kristallgitter, insbesondere durch abschreckende Kondensation (a.K.), die Übergangstemperatur (T_c) zur Supraleitung unterschiedlich beeinflußt wird [1), 2)]. Wichtig ist hierbei die Debyetemperatur. Bei den Metallen Tl, In, Sn, Zn, Al steigt die relative Zunahme von T_c in dieser Reihenfolge an. Bei Blei wird T_c durch die abschreckende Kondensation praktisch nicht beeinflußt, bei Quecksilber nimmt T_c mit zunehmendem Störgrad ab. Wismut wird durch a.K. zum Supraleiter.

Bei abschreckend kondensierten Filmen ist T_c aber im allgemeinen auch von der Schichtdicke abhängig. Hierin zeigen die verschiedenen Elemente ebenfalls unterschiedliches Verhalten: An den amorphen Substanzen Bi, Ga, Al (am.), Pb (+Cu, am.) konnten GLOVER et al. [3)] zeigen, daß eine lineare Abnahme der Übergangstemperatur mit abnehmender Schichtdicke erfolgt. Für "weiche" Supraleiter gibt STRONGIN [4)] allgemein an, daß eine Zunahme der Übergangstemperatur mit abnehmender Schichtdicke vorliegt (Al [4)], In [5)]). An Zink haben ALEKSEEVSKII et al. [6)] 1972 im Schichtdickenbereich von 50 bis 1000 Å keine Schichtdickenabhängigkeit von T_c gefunden. Die von Ihnen gemessenen T_c stimmen gut mit den von Buckel und Hilsch gemessenen Werten überein.

1.2 Aufgabenstellung und Durchführung

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war ursprünglich: Messung der T_c-Absenkung von Zink durch statistisch verteilte Eisenverunreinigungen als Funktion der Eisenkonzentration. Das Drehrohr-Verdampfungsverfahren in Verbindung mit der a.K. bietet die Möglichkeit, stark gestörte Legierungen beliebiger Zusammensetzung herzustellen, wobei die Bestandteile atomar statistisch durchmischt sind. Dieses Verfahren eignet sich daher

besonders gut zur Messung der T_c-Absenkung durch paramagnetische Verunreinigungen. Ist die Übergangstemperatur des reinen Wirtsmetalls durch die a.K. erhöht, hat man zusätzlich den Vorteil eines vergrößerten Meßbereiches.

Bereits die ersten Messungen mit dem Drehrohr zeigten jedoch unerwartete Ergebnisse:

Die Übergangskurven waren extrem stromstärkeabhängig. Sie waren nicht stetig, sondern enthielten Spannungsstufen. Außerdem trat die Supraleitung bereits bei viel höherer Temperatur ein, als nach Messungen an erschmolzenen Zn-Fe-Legierungen [7] zu erwarten gewesen wäre. Bei Schichten, die durch Verdampfen aus zwei Öfen erzeugt wurden, zeigte sich eine Zweiteilung der Übergangskurve (3.2).

Zunächst brachte man diese Effekte in Zusammenhang mit dem oft beobachteten Maximum in der Temperkurve des Zinks [2), 6)] vergl. mit [20)]. Deshalb wurden von nun an systematische Messungen an reinem Zink durchgeführt, wobei besonderes Augenmerk auf Kondensationsbedingungen, Temperatur des Schichtträgers, Vakuum und Verdampfungsrate gerichtet war (2.2). Dazu wurde eine neue Verdampfungsanlage gebaut. (2.1).

Die Ergebnisse an reinem Zink werden mit denen verschiedener Autoren verglichen (3.2).

Einige 2-Ofen-Messungen und insbesondere die Untersuchungen mit Silbervorbekeimung (3.2.3) zeigten schließlich, daß supraleitende Ränder die Ursache für diese Effekte sind: Bei der Technik der a.K. wird die Form der kondensierten Filme im allgemeinen durch Blenden bestimmt, welche dicht vor den Schichtträger montiert sind. An den Rändern nimmt die Filmdicke stetig auf den Wert Null ab. Prinzipiell ändert sich die Übergangstemperatur somit an den Filmrändern vom Wert für D = 0 bis zu dem Wert, der der eigentlichen Schicht entspricht. Wegen der Abnahme von T_c mit abnehmender Schichtdicke ist dieser Effekt bei allen amorphen Substanzen meßtechnisch bedeutungslos, da die Schicht bei

höherer Temperatur zur Supraleitung übergeht als die Randstreifen. Hierauf hat GLOVER [8] ausdrücklich hingewiesen. Liegt die Übergangstemperatur in den Rändern jedoch höher, so können die Randstreifen supraleitende Kurzschlüsse bewirken. Hierfür existieren auch an anderen Systemen verschiedene Hinweise, z. B. an Schichtpaketen aus Si und Al [9] und an In-Schichten [5].

Die bisherigen Methoden zur Vermeidung von Rändereffekten sind aber entweder technisch recht aufwendig (Rundumbedampfen bei rotierendem Schichtträger oder bei Verwendung hohlgeschliffener Schichtträgerplatten) oder nicht anwendbar (Abschneiden der Ränder oder Überdampfen mit Eisen (Absenkung der Übergangstemperatur der eigentlichen Schicht und damit Verfälschung der Meßgröße)). Es wurde deshalb eine neue Meßgeometrie entwickelt (2.2.5). Die mit dieser Anordnung gefundenen Ergebnisse, nämlich stromstärkeunabhängige scharfe Übergänge und ausgeprägte Schichtdickenabhängigkeit von T_c, werden in 3.1 beschrieben und in 4.3 diskutiert.

2. Beschreibung der Apparatur und Messung

Zur Erreichung von Meßtemperaturen bis 0,5 K wurde ein He-3-Kryostat älterer Bauart verwendet [10]. Die Temperaturmessung erfolgte mit Kohleresistoren. Geeicht wurde diese an den Sprungpunkten reiner, zu Folien gewalzter und getemperter Supraleiter. Dem hier interessierenden Temperaturbereich am nächsten liegt der Al-Sprungpunkt (T_c(Al) = 1,19 K [11]). Der absolute Fehler in der Temperaturbestimmung dürfte daher etwa gleich dem Eich- und Meßfehler dieses Fixpunktes sein und 2 - 3 % nicht überschreiten.

In den ersten Messungen wurde die ursprünglich für den Kryostaten gebaute Verdampfungskammer verwendet. Sie ist zylindrisch und an den unteren abnehmbaren Teil des Kryostatenmantels seitlich angelötet. In zwei

Rohransätzen der Verdampfungskammer befinden sich Schiebeöfen [12]+), welche wahlweise ausgefahren werden können. (Abstand der Verdampfungsquelle vom Schichtträger in Aufdampfstellung ca. 8,5 cm.) Die Verdampfungskammer hat ein Volumen von ca. 120 ccm. Der Restgasdruck wird am oberen Teil des Kryostaten, ca. 50 cm von der Verdampfungsquelle entfernt, gemessen.

2.1 Neue Verdampfungsanlage

Die neue kubische Verdampfungskammer ist seitlich an den unteren abnehmbaren Teil des Kryostaten-Mantels angeflanscht (Flanschdurchmesser 12 cm, Innenmaße der Kammer 10 · 10 · 10 cm).

Auf genaue reproduzierbare Justierung der Öfen wurde großer Wert gelegt. Sie werden durch gegenübefliegende, gegeneinander etwas versetzte Öffnungen der Kammerseitenwände eingeführt. Sie sind nicht verschiebbar, sondern können nur geschwenkt und durch die Schraubflansche in 60-Grad-Abständen fixiert werden. Die Verdampfungsquelle liegt dabei außerhalb der Drehachse. Die Öfen können deshalb durch Schwenken sowohl einzeln als auch gleichzeitig in Verdampfungsstellung gebracht werden. Die detaillierte Justierung erfolgt durch geeignete Formgebung der Elektroden. Die Elektrodensätze mit der angepunkteten Verdampfungsquelle sind auswechselbar und können so in einer Hilfsanlage bei beliebig hohen Stromstärken ausgeheizt bzw. neu beladen werden. Die Verdampfungsquellen sind vom Schichtträger rd. 14,5 cm entfernt. Hitzeschild (auf Stickstoff-Temperatur) und Quarzfenster haben etwa die gleiche Formgebung wie in der alten Anlage.

Zwischen Hitzeschild und äußerem Abschirmbecher des Kryostaten ist ein zylindrischer, durchbrochener Getterstank placiert, welcher auf Stickstoff- oder Wasserstoff-Temperatur gebracht werden kann. Er soll verhindern, daß in der Verdampfungskammer freiwerdende Gasreste auf den Schichtträger gelangen.

+) Zu Vorversuchen am Zink-Eisen-System wurde einer der Schiebeöfen durch ein Drehrohr ersetzt, der andere trug das W-Band zur Verdampfung der auffallenden Körner.

Eine Getterpumpe des Typs "VacIon" (2 Liter/sec) mündet direkt in die Verdampfungskammer. Sie dient zugleich als Vakuummeßgerät. Wenn die Verdampfungsanlage nicht in Betrieb ist, stimmt ihre Anzeige mit der des Ionisationsmanometers am Kryostaten überein.

Die Verdampfungskammer hat nach unten einen Ansatz, in welchem sich der Meßkopf einer Schwingquarzwaage, Fa. Westinghouse "Quartz Crystal Microbalance" Modell 701 A, befindet. Der Meßquarz liegt rd. 10 cm unterhalb der Öfen. Bei Verdampfungsquellen mit Richtstrahlcharakteristik (z. B. W-Band) [13), 14)] kann die Verdampfungsrate in der eigentlichen Aufdampfrichtung durch Schwenken des Ofens um 90^{o} bestimmt werden. Bei Verdampfungsquellen mit symmetrischer Abstrahlcharakteristik (z. B. zylindrischer Eisendraht senkrecht zur Drahtachse) kann die Verdampfungsrate direkt bestimmt werden. Durch eine von außen zu betätigende Netzblende läßt sich die Empfindlichkeit der Waage abschwächen.

Die Anlage ist geeignet zur definierten Legierungsherstellung aus zwei Öfen (direkte Konzentrationsbestimmung bis unter 1 ‰ Zusatz möglich), zu Vorbekeimungsuntersuchungen (definierte Vorbekeimungsschichtdicke) und zu Dichtebestimmungen an abschreckend kondensierten Filmen.

Zur definierten Zinkverdampfung ist eine direkte Verdampfungskontrolle sehr nützlich, weil Zink schon bei 350^{o}C sublimiert ($p_s = 1 \cdot 10^{-2}$ Torr)[15)]. Das W-Band glüht bei dieser Temperatur noch nicht. Also ist rein "optisch" der Einsatz der Verdampfung nicht feststellbar.

Die Einzelteile sind aus Messing bzw. Kupfer gefertigt. Die Anlage ist zerlegbar. (Baukastenprinzip), wodurch die Reinigung sehr erleichtert wird. Außerdem kann die spezielle Einrichtung in weiten Grenzen bequem variiert werden.

2.2 Durchführung der Messungen

2.2.1 Präparation der Zink-Verdampfungsquellen

Das Zink wurde von einem in der Mitte U-förmig gefalteten W-Band (30 µm dick) verdampft.

Es ist bekannt, daß sich Zink beim Erwärmen im Hochvakuum (10^{-5}-10^{-6}Torr) sofort mit einer Oxydhaut umgibt und so eine Benetzung des W-Bandes ausschließt. Um dies zu vermeiden, wurde zunächst beim Einschmelzen ein Körnchen Ammoniumchlorid hinzugegeben. Besser ist es jedoch, den Zn-Block im frisch bereiteten HCl-Strom unter Atmosphärendruck zu schmelzen. Die Benetzung ist dann vollständig, und das Zink füllt die ganze U-förmige Vertiefung des Bandes aus. Die so erhaltene Abdampffläche ist ca 3 x 4 mm^2 groß. Bei beiden Verfahren wurde anschließend die Oberfläche durch Waschen in verdünnter Salzsäure gereinigt. Vor dem Einbau im Kryostaten wurden die Zuleitungsbänder im Hochvakuum durch eine Serie starker Stromstöße nochmals ausgeheizt und ein Teil des eingeschmolzenen Zinks verdampft.

2.2.2 Herstellung der Schichten

Um die Kondensationsbedingungen zu erfassen, wurden während des Verdampfens folgende Parameter synchron aufgeschrieben:

1) Vakuum in der Verdampfungskammer (bzw. im Kryostaten bei den älteren Messungen)
2) Temperatur des Schichtträgers
3) Verdampfungsrate (bei den neueren Messungen)
4) Elektrischer Widerstand der Schicht

Typische Werte waren: $5 \cdot 10^{-7}$Torr, Erwärmung auf 5 - 6 K, 1000 Å/min, um die 50 bzw. 5 Ohm bei der alten bzw. neuen Geometrie (s.u.).

(Auch während des Temperns wurden die Temperatur des Schichtträgers und das Vakuum synchron aufgezeichnet. Die Temperaturen der Kryostatentanks wurden an Thermoelementen gesondert abgelesen. Sie sind wichtig, da beim Aufwärmen die kondensierten Restgase frei werden und das Vakuum sich um eine, bei gleichzeitigem und schnellem Aufwärmen zweier Tanks sogar um zwei Zehnerpotenzen vorübergehend verschlechtern kann.)

2.2.3 Aufnahme der Übergangskurven zur Supraleitung

Die in den ersten Arbeiten über abschreckend kondensierte Filme entwikkelte Anordnung zur Widerstandsmessung [1] ist seither im wesentlichen unverändert angewandt worden. Es ist diese eine 4-Punkte-Anordnung, die es gestattet, bei konstant gehaltenenem Meßstrom den Spannungsabfall an einem schmalen Aufdampfstreifen direkt zu messen (s.u.).

Als Konstant-Stromquelle wurde ein Keithley 225 current source verwendet. Die Spannung wurde auf die Y-Achse eines HP-Moseley-135 AM-Schreibers gegeben und bei Bedarf mit einem HP-Microvolt-Ammeter - 425 A - vorverstärkt. Auf die X-Achse des Schreibers wurde die der Temperatur entsprechende Spannung der Resistorbrücke gelegt.

2.2.4 A l t e Meßgeometrie

Die bisher verwendete Meßgeometrie der Schicht ist in Abb. 1a dargestellt. Zwischen die vier aufgedampften Au-, Ag- oder Cu-Elektroden wird ein Filmstreifen von im allgemeinen 1 mm Breite und 10 mm Länge gedampft. Um guten Kontakt mit den Elektroden zu erhalten, ist er an den Enden stark verbreitert. Bei Normalleitung läßt sich aus den Abmessungen des Streifens bequem der spezifische elektrische Widerstand berechnen. Den Übergang zur Supraleitung kann man durch Absinken der Spannung auf den Wert Null feststellen. Tritt nun tatsächlich - wie in 1.2 erwähnt - die Supraleitung in den unvermeidlichen Rändern bei höherer Temperatur ein als in der Schicht selbst, so wird dadurch die Schicht supraleitend kurzgeschlossen, und die Spannung sinkt ab.

2.2.5 Neue Meßgeometrie

Um Kurzschluß durch die supraleitenden Ränder zu vermeiden, wurde folgende neue Anordnung gewählt: Die vier aufgedampften Silberelektroden (Abb. 1a) werden zu je zweien zusammengefaßt (Abb. 1b). Anschließend werden die so entstandenen "T" mit Ausnahme der Enden mit isolierendem Lack überzogen (Abb. 1c). Bei 5 - 6 K wird dann eine rechteckige Zn-Schicht so darüber gedampft, daß sie nur in der Mitte mit den Elektroden in Kontakt kommt (Abb. 1d). Diese Kontakte liegen ganz im Inneren der Zinkfläche, so daß der Widerstand erst dann völlig verschwindet, wenn die Schicht selbst supraleitend wird.

2.2.6 Bestimmung der Schichtdicke

Sämtliche Schichtdicken wurden nach dem Tolansky-Verfahren bestimmt. Die Bedampfung mit Silber erfolgte in einem gesonderten Pumpstand. Die Filme waren deshalb länger als 10 Minuten an Luft, bevor die Silberbedampfung erfolgte. Die während dieser Zeit adsorbierte Wasserschicht dürfte eine etwas größere Schichtdicke vortäuschen [16]. Der Fehler (statistische Schwankung) liegt insgesamt höchstens bei 10% und ist somit im allgemeinen größer als der systematische Fehler. Bei Schichten im Bereich von 100 Å und darunter dürfte der Gesamtfehler (wegen des größeren relativen Ablesefehlers am Mikroskop) bei maximal 30% liegen.

3. Meßergebnisse

3.1 Übergangs temperatur von reinem Zink, gemessen mit der neuen Geometrie

Die Temperaturintervalle der Übergänge von Normal- zu Supraleitung der eigentlichen Schichten sind in Abb. 2 als Funktion der Schichtdicke aufgetragen (durchgezogene Linien). T_c steigt vom Wert 1,27 K (Begründung hierfür 3.2.3) für über 1000 Å dicke Schichten mit abnehmender Schichtdicke auf den Wert 1,75 K an. Durch starke Restgaskondensation beim Aufdampfen kann T_c weiter erhöht werden. Werte bis 2 K wurden gefunden.

Damit liegt bei Zink der Fall vor, daß die Supraleitung in den dünnen Randbereichen der Schicht bei höherer Temperatur eintritt als in der Schicht selbst.

In Abb. 3 ist die Übergangskurve einer Schicht (neue Geometrie) wiedergegeben. Parameter ist die Meßstromstärke.

Bei kleinen Stromstärken ($I < 20$ µA) ist das Eintreten der Randsupraleitung deutlich als Widerstandsabnahme festzustellen (die 5 µA-Kurve).

Bei größeren Stromstärken ($I > 50$ µA) wird der Einfluß der Randsupraleitung weniger sichtbar, weil deren supraleitende Stromstärke begrenzt ist. Die für dünne Filme charakteristischen Fluktuationen [8] treten deshalb stärker hervor.

Das Temperaturintervall, die Form und die Stromstärkeabhängigkeit der Randübergänge stimmen mit denen in 3.2.1 (alte Meßgeometrie) überein.

Die Übergänge der eigentlichen Schicht sind oberhalb 100 Å sehr scharf und stromstärkeunabhängig. Die Breite der Übergangskurven nimmt mit abnehmender Schichtdicke zu, jedoch erst unter 100 Å (vgl. Abb. 2).

3.2 Übergänge zur Supraleitung, gemessen mit der alten Geometrie

3.2.1 Reine Zink-Schichten

3.2.1.1 Das Übergangs intervall

Bei 1 mm Breite und 10 mm Länge der Schichtstreifen (Abb. 1a) sind die Übergangskurven 0,2 - 0,3 K breit:
In Abb. 2 sind die Übergangsintervalle (Einsatz der Supraleitung bis zum vollständigen Verschwinden der Spannung) als Funktion der Schichtdicke eingezeichnet (unterbrochene Linien). Ein schwach ausgeprägter Anstieg der Übergangstemperatur (definiert als Intervallmitte) mit abnehmender Schichtdicke ist feststellbar. Diese Übergangsintervalle erstrecken sich praktisch über den ganzen Bereich, der sich aus unseren Messungen für die Schichtdickenabhängigkeit von T_c ergibt (1,27 - 1,75 K).

In Tabelle 1 sind die eigenen Daten und die anderer Autoren zusammengestellt.

3.2.1.2 Die Übergangs kurve

Für nicht zu dünne Schichten ($D > 200$ Å) gilt:

1. Bei kleinen Stromstärken setzt die Supraleitung sehr plötzlich ein (vgl. Abb. 5, Kurve a). Der untere Teil ist dann flach auslaufend.
2. Bei größeren Stromstärken ist der obere Teil abgerundet, der untere enthält einen Spannungssprung (vgl. Abb. 4a). Außerdem wird der untere Teil etwas zu tieferen Temperaturen verschoben (Heizeffekt).

Begründung: Bei hinreichend kleinem Meßstrom wird nicht der Übergang der Schicht, sondern jener der etwa keilförmigen Ränder gemessen. Dabei tragen die Ränder gerade ihre kritische Stromdichte [21], vgl. 4.2. Wenn die dünnsten Teile der Ränder supraleitend werden, ist aber ihr Querschnitt noch sehr klein. Es kann deshalb nur ein Teil des Meßstromes als Suprastrom fließen, was eine starke Abnahme der Spannung - aber nicht ihr Verschwinden - bewirkt. So erklärt sich der scharfe Einsatz der Kurve.

Man sollte hiernach Übergangskurven erwarten, die sich vom höchstmöglichen Wert für T_c (für die dünnsten Bereiche) bis zum T_c der Schicht erstrecken. Wird aber der ganze Meßstrom durch die Ränder getragen (kleiner Meßstrom bzw. große Schichtdicke), dann verschwindet die Spannung bereits oberhalb der Sprungtemperatur der Schicht. Das untere Ende der Kurve ist dann flach auslaufend (vgl. Abb. 4a, 200 µA-Kurve, Abb. 5, Kurve a). Bei größerem Meßstrom ist die relative Absenkung der Spannung durch die Randsupraleitung geringer. Der obere Teil der Übergangskurve ist abgerundet und bei der Temperatur, bei welcher die Schicht supraleitend wird, gibt es einen scharfen Sprung (Abb. 4a, 500 und 1000 µA-Kurve).

Durch hinreichend hohe Meßströme kann man also erreichen, daß so lange eine endliche Spannung gemessen wird, bis die Schicht selbst supraleitend wird. Große Meßströme sind aber wegen der damit verbundenen Heizleistung unzweckmäßig. Außerdem stört die Stromstärkeabhängigkeit der Übergangskurve.

Bei genauer Betrachtung der Abb. 5, Kurve a, fällt auf, daß die Übergangskurve nicht glatt sondern gewellt ist. Eine solche Welligkeit wurde an allen Kurven dieses Typs gefunden. Im Zusammenhang mit den Zn-Fe-Messungen wird hierauf genauer eingegangen.

3.2.2 Zink-Eisen-Schichten

Die Ausgangslegierung (2 Gew.‰ Fe) wurde direkt aus den Elementen erschmolzen und in Wasser abgeschreckt (Quarzrohr, H_2-Strom, Gegenwart von NH_4Cl). Die Schliffbilder zeigen ein homogenes nadeliges Gefüge. Die Legierung wurde zerfeilt und mittels Drehrohr verdampft. Um ein Anhaften der Legierungskörner zu erreichen, wurde das W-Band periodisch auf- und abgeheizt (Aufdampfdauer 15 min, 2 - 3 x 10^{-6} Torr).

Bei einer 2‰-Legierung sollte nach BOATO et al. [7] die Übergangstemperatur um 0,8 - 1,0 K gesenkt sein. Bei ca. 300 Å Schichtdicke müßte

T_c also zwischen 0,4 und 0,6 K liegen (reines Zink: T_c (300 Å) rd. 1,4 K nach Abb. 2). Die hier gemessenen Übergangskurven liegen jedoch zwischen 0,7 und 1,3 K. Sie enthalten viel größere und ausgeprägtere Spannungsstufen als die reinen Zn-Schichten (Abb. 5, Kurven b-d):

1) Die Lage der Stufen an derselben Schicht war von Lauf zu Lauf verschieden (vgl. Kurve b mit Kurve c). Der Grund hierfür könnte darin liegen, daß die Geschwindigkeit der Temperaturänderung von Hand (über Pumpenventile) eingestellt wurde und jedesmal etwas anders war. So zeigte sich, daß bei schnellem Durchfahren viele kleine Stufen zu einer großen zusammengefaßt waren (Kurve d).

2) Beim Hin- und Herfahren der Übergangskurve trat an den kleinen Spannungsstufen Hysterese auf (Kurve c).

3) Es wurde auch "Stufenumkehr" gefunden, d.h. sprunghaftes Ansteigen der Spannung mit abnehmender Temperatur (Abb. 5, Kurven b, c, ferner Abb. 6, 100 µA-Kurve).

4) Es gab Stufen, an denen der Schreiber mehrmals hin- und herschaltete (Abb. 5, Kurve b, ferner Abb. 7, Kurve c).

5) Die Übergangskurven als Ganzes waren hysteresefrei.

6) Die Stromstärkeabhängigkeit ist in Abb. 6 gezeigt. Sie stimmt qualitativ vollständig mit der an Zinn-Whiskern überein [22].

In Vorversuchen wurde einige Male Zink und Eisen aus zwei Öfen verdampft. Bei diesen Messungen war die Eisenkonzentration nicht bekannt, sondern wurde nur experimentell so eingestellt, daß eine Übergangskurve gemessen werden konnte (also T_c oberhalb 0,5 K lag).

Die Ergebnisse sind in Abb. 7 dargestellt:

1) Die Übergangskurve besteht aus zwei Teilen. Der obere gehört zu den Randschichten, der untere zur Mittelschicht [+].

[+] Dies konnte folgendermaßen gezeigt werden: In einer weiteren Messung wurde auf die Zn-Fe-Schicht nochmals eine dünne Fe-Schicht gedampft. Der obere Teil der Übergangskurve wurde dadurch geringfügig abgesenkt (ca. 0,1 K), während der untere Teil unter die Meßgrenze von 0,5 K verschoben wurde.

2) Nach der Kondensation ist die Übergangskurve der Ränder gewellt, wie bei blockkondensiertem Zink. Das ist zu erwarten, da die Ränder aus fast reinem Zink bestehen (Kurve a). Nach dem Tempern auf ca. 30 K (Widerstandsanstieg durch Restgaseinfluß) sind die Stufen erheblich ausgeprägter (Kurve b). Nach dem Tempern auf ca. 80 K (Bereich des Widerstandsmaximums in der Temperkurve) ist dieser Prozess weiter fortgeschritten. Auch Stufenumkehr tritt auf (Kurve c). Nach dem Tempern auf Zimmertemperatur lag der interessante Bereich der Übergangskurve unter der Meßgrenze (Kurve d).

Es zeigte sich ferner, daß bei kleinen Stromstärken (5-10 µA) die Kurven nicht die ausgeprägten Spannungsstufen enthielten, sondern nur etwas gewellt waren.

3.2.3 Zink-Schichten auf Silber-Vorbekeimung

Die Schichtträger wurden bei Zimmertemperatur mit ca. 40 - 50 Å (Massenbelegung) Silber vorbekeimt.

Wird die ganze Platte vorbekeimt (bei diesen Messungen lag sie noch 10 h an Luft bis zum Einbau in den Kryostaten), dann sind die gemessenen Übergangskurven ähnlich denen der "randlosen" Geometrie bei größeren Stromstärken. Sie sind auch ebenso stromstärkeunabhängig (Abb. 8a). In Abb. 8b ist die Übergangstemperatur als Funktion der Zink-Schichtdicke wiedergegeben. Es zeigt sich, daß keine nennenswerte Schichtdickenabhängigkeit existiert und daß T_c im Mittel beim Wert 1,27 K liegt. Dieser Wert wurde in 3.1 als Grenzwert für T_c bei großer Schichtdicke angegeben. Es wurden drei Messungen bei genau gleich eingestellter Vorbekeimungs-Schichtdicke gemacht, wonach T_c mit abnehmender Schichtdicke von 1500 Å auf 700 Å um 0,05 K (= 4% von T_c) sinkt.

Wird nur der schmale Streifen vorbekeimt, und dann bei He-Temperatur das Zink darauf kondensiert, so ist die Vorbekeimung nicht wirksam. - Nach dem Ausbau des Schichtträgers (polierte polykristalline durchsichtige Quarzplatte) konnte man von der Rückseite her deutlich das Übergreifen

der Zinkfilmränder sehen, da sie sich farblich gegen die Silberunterlage abhoben.

4. Diskussion der Meßergebnisse

In gesonderten Messungen wurde sorgfältig geprüft und nachgewiesen, daß durch die Lackierung (Nitrocelluloselack) eines Teils des Schichtträgers keine Verunreinigung des übrigen Teils vorliegt. Die Übergangstemperatur auf Lack liegt etwas höher als die auf Quarz. Das bewirkt eine kleine Stufe im unteren Teil der Übergangskurve.

Infolge der 2-Punkt-Anordnung (Abb. 1b-d) könnten Übergangswiderstände den Restwiderstand quantitativ beeinflussen. Um dies zu vermeiden, kann die Meßanordnung wieder zu einer 4-Punkt-Anordnung erweitert werden, indem man die Elektroden nicht völlig zusammenzieht (wie in Abb. 1b), sondern durch einen kleinen Spalt getrennt läßt.

4.1 Die Randstreifen

Aus den Messungen ist zu entnehmen, daß die kritische Stromstärke, welche beide Randstreifen zusammen tragen können, ca. 40-50 μA (bei 1000 Å Schichtdicke) beträgt.

Wie kommt es, daß die Ränder so große Ströme tragen können? Zinkdampf kondensiert erst bei tiefer Temperatur auf Quarz (ca. 190 K [23]). Bei He-Temperatur ist daher bei Kondensation noch eine große Oberflächenbeweglichkeit zu erwarten [24]. Das bewirkt, daß sich durch die Blenden weniger scharfe Konturen herstellen lassen als bei den meisten anderen Metallen, wie z. B. Silber. Die Ränder können eine Breite von ca. 0,01 bis maximal 0,05 mm haben, wie das Ausmessen unter dem Mikroskop zeigte. Bei 1 mm Schichtbreite beträgt der Querschnitt beider Ränder bereits 1/100 bis 1/20 des Schichtquerschnitts. Bei 50 μA ist die normalleitende Stromdichte 50 A/cm^2. Die supraleitende Stromdichte in den Rändern beträgt also maximal etwa $50 \times 100 = 5 \times 10^3$ A/cm^2.

Das ist nicht extrem groß, wenn man bedenkt, daß z. B. im Fall homogener Stromverteilung im Querschnitt die Stromdichte bei 1 mA Meßstrom bereits 10^3 A/cm^2 beträgt. Die Ursache für die großen Randströme ist also nicht auf eine wesentliche Erhöhung der kritischen Stromdichte in den Rändern, sondern auf deren große Breite zurückzuführen. Die große Randbreite wiederum wird durch das spezielle Kondensationsverhalten des Zinks bewirkt.

4.2 Die Spannungsstufen in der Übergangskurve bei alter Geometrie

Über Spannungsstufen in der Übergangskurve schmaler (0,01 bis 0,05 mm breiter) abschreckend kondensierter Z i n k-Schichten wurde bisher nicht berichtet. Die experimentelle Auflösung reichte in den vorliegenden Messungen gerade aus, um eine schwache Welligkeit zu erkennen. Nur durch die extrem ausgeprägten Spannungsstufen an den Zn-Fe-Schichten wurde die Aufmerksamkeit darauf gelenkt.

Spannungsstufen in der Übergangskurve wurden schon mehrfach an Sn-Whiskern [22), 25)] und abschreckend kondensierten Al-Schichten [26), 27)] beobachtet. Auch an abschreckend kondensierten Wismut-Schichten wurden inzwischen Spannungsstufen in der Übergangskurve gefunden (auch Stufenumkehr) [28)]. Hierbei werden künstlich schmale Schichten (0,01 bis 0,05 mm breit) hergestellt. Die Stromdichten liegen im 10^3 A/cm^2-Bereich ebenso wie in den Zn-Rändern. In allen Fällen ändert sich die Form des Überganges durch Erhöhen des Meßstromes in gleicher Weise (wie in Abb. 6). Im unteren Teil der Übergangskurve sind die Stufen stets ausgeprägter.

Wie in 1.1 erwähnt, treten an Wismut wegen der qualitativ anderen Schichtdickenabhängigkeit keine supraleitenden Randkurzschlüsse auf. Deshalb ist zur Messung der Spannungsstufen (zur Erzeugung der entsprechend hohen Stromdichten) die künstliche Herstellung schmaler Filme nötig.

Bei den Zink-Schichten wurde der Effekt durch Eisen-Verunreinigung verstärkt. Eine ähnlich geringe Eisen-Verunreinigung könnte auch in den Zinn Whiskern vorliegen (die Sn-Whiskern von v. MINNIGERODE wurden im Kontakt mit Eisen "gezüchtet" [29]).

Über die Ursache der Spannungsstufen gibt es noch keine einheitliche Meinung. Die zum Nachweis offenbar nötige hohe Stromdichte bei Wismutfilmen (und Sn-Whiskern) zeigt aber deutlich, daß kritische Ströme entscheidend sind. Das wird durch die Messungen an den Zink-Schichten bestätigt: Nach BUCKEL und HILSCH [21] liegt nämlich in den Schichten genau der Fall vor, wo die Ströme in den Rändern ihren kritischen Wert tragen (weil die Ränder "parallel zur Schicht geschaltet sind" und $R_{Rand} \gg R_{Schicht}$). Ferner zeigt die Hysterese an den kleinen Spannungsstufen, daß Stromerwärmung vorliegt. Es ist daher wahrscheinlich, daß die granulare Struktur (s. 4. 3) der Randfilme zusammen mit der Streuung der Übergangstemperatur in den einzelnen Körnern (s. 4. 3) und die damit verbundene lokale Erwärmung in noch normalleitenden Teilen des Randes die Ursache für die Spannungsstufen sind: Der Übergang eines Bereiches der Randschicht zur Supraleitung senkt deren Widerstand und erhöht die Stromdichte im Rand. Die bereits supraleitenden Körner tragen aber nur ihre kritische Stromdichte, so daß der zusätzliche Strom durch die noch normalleitenden Restbereiche fließen muß. Das führt zu lokaler Erwärmung, besonders dann, wenn es nur noch wenige normalleitende Bereiche gibt (also im unteren Teil der Übergangskurve). Durch diese lokale Erwärmung können bereits supraleitende Nachbarbereiche dann wieder normalleitend werden, was die Stufenumkehr erklären würde. Durch den Übergang zur Normalleitung wird dann aber wieder j kleiner, es tritt erneut Supraleitung ein usw., was das häufige "Umschalten" bei extrem langsamer Temperaturänderung bewirken könnte. Die Schaltzeit würde dann durch den Wegtransport der Wärme beim "Umschalten" bedingt.

Die Ursache für die Spannungsstufen wird durch l o k a l e Inhomogenitäten bewirkt. Das ist an den Wismut-Schichten sicher nachgewiesen worden, indem durch Mittelabgriffe Spannungsstufen lokalisiert werden konnten.

So ließe sich auch verstehen, weshalb bei den Zn-Fe-Schichten die Stufen ausgeprägter sind: Durch das Eisen (welches ja auch eine gewisse Randverschmierung hat) wird der supraleitende Bereich der Ränder weiter nach außen gedrängt. Durch Tempern auf 30 bzw. 80 K (bei Widerstandszunahme!) scheint die Inhomogenität der Randstreifen noch weiter vergrößert zu werden (Beeinflussung durch Restgase).

4.3 Die Schichtdickenabhängigkeit der Übergangstemperatur

Die hier für Zink-Schichten gefundene Zunahme von T_c mit abnehmender Schichtdicke wird auch bei anderen weichen Supraleitern beobachtet, insbesondere bei kristallinem Aluminium [4]. Amorphes Aluminium zeigt hingegen eine T_c-Abnahme mit abnehmender Schichtdicke, wie alle anderen amorphen Substanzen [3]. Dies und die große Oberflächenbeweglichkeit des Zinks bei Kondensation lassen es sehr unwahrscheinlich erscheinen, daß Zink nach a. K. amorph vorliegt (entgegen Untersuchungen von ROBERTSON und UNVALA [30]. Dann ist aber ein Gradient der Fehlordnung als Funktion der Schichtdicke sicher vorhanden, was bei amorphen Schichten nicht der Fall ist [31), 32)]. Es ist daher anzunehmen, daß sich bei den feinkristallinen Schichten die Schichtdickenabhängigkeit aus zwei Effekten zusammensetzt, wovon der eine durch den Fehlordnungsgradienten bewirkt wird.

Da bei schwach koppelnden Supraleitern der durch a. K. erzeugte feinkristalline Zustand eine drastische Erhöhung von T_c gegenüber dem kompakten Material bewirkt [1), 2)], ist zu erwarten, daß die Zunahme der Übergangstemperatur mit abnehmender Schichtdicke durch die Zunahme der Fehlordnung bedingt ist. Bei Zink ist die maximale Anhebung 0,43 K entsprechend 30% von T_c. Die Absenkung bei amorphen Ga-Schichten be-

trug maximal 0,2 K, entsprechend 2,5% von T_c. Eine eventuell auch bei den anderen schwach koppelnden Supraleitern existierende Absenkung von 2,5% würde durch die Anhebung völlig unterdrückt.

Bei vorbekeimten Zn-Schichten existiert möglicherweise (vgl. Abb. 8b) eine leicht fallende $T_c(D)$-Charakteristik. Das steht hiermit nicht in Widerspruch, denn durch Vorbekeimung wird eine einheitlichere Schicht erzeugt, d.h. der Störgradgradient ist kleiner, weshalb der absenkende Effekt überwiegen könnte.

Bei Blei und Quecksilber gibt es bei a.K. keine Zunahme der Übergangstemperatur. Hier wäre eine Absenkung von T_c mit abnehmender Schichtdicke zu erwarten.

Bisher wurde die gesamte Breite der Übergangsintervalle von 2-3/10 K mit der Streuung von T_c verschiedener supraleitender Bereiche erklärt. Nach Abtrennung der Übergangsintervalle der Ränder zeigte sich jedoch, daß die Übergänge der Schichten recht scharf sind (1-2/100 K). Erst unter 100 Å tritt eine Verbreiterung der Übergangskurve auf (vgl. 3.1). Für Zink liegt die Schichtdicke, bei welcher bei a.K. die elektrische Leitfähigkeit einsetzt, bei ca. 40 Å [24]. Die Verbreiterung dürfte somit durch die Streuung der T_c supraleitender Bereiche aufgrund unterschiedlicher Größe bedingt sein [33f]. Darauf wurde schon bei der Diskussion der Spannungsstufen hingewiesen.

Herrn Professor Dr. R. Hilsch verdanke ich die Anregung zu dieser Arbeit sowie zahlreiche praktische Hinweise. Die Entwicklung der Arbeit wurde durch die aufgeschlossene und hilfreiche Diskussion mit Herrn Professor Dr. W. Sander von der RWTH Aachen wesentlich bestimmt. Ihm gilt mein besonderer Dank. Auch Herrn Dr. H.-P. Jablonski vom 2. Physikalischen Institut der RWTH Aachen möchte ich für eine ausführliche Diskussion danken. Den Herren der Werkstatt des I. Physikalischen Instituts der Universität Göttingen, insbesondere Herrn Feinmechanikermeister G. Arndt, danke ich für Geduld und Hilfsbereitschaft bei den Konstruktions- und Reparaturarbeiten.

Literaturverzeichnis

1) Buckel, W., und Hilsch, R.: Z. Physik 131, 420 (1952)

2) Buckel, W., und Hilsch, R.: Z. Physik 138, 109 (1954)

3) Naugle, D.G., Glover III, R.E., and Moormann, W.: Physica 55, 250 (1971)

4) Strongin, M.: Physica 55, 155 (1971)

Opitz, W.: Z. Physik 141, 263 (1955) besonders § 4 und Fig. 5, 6a/b

6) Alekseevskii, N.E., Tsebro, V.I., Zakosarenko, V.M., Al shitz, A.I, and Personov, R.I.: JETP Lett. (USA) 15, 472 (1972)

7) Boato, G., Gallinaro, G., and Rizzuto, C.: Phys. Rev. 148, 353 (1966)

8) Glover III, R.E.: Physica 55, 3 (1971)

9) Strongin, M., and Kammerer, R.S.: Phys. Rev. Lett. 19, 121 (1967)

10) Hilsch, R., und v. Minnigerode, G.: Z. Kältetechnik 14, 394 (1962)

11) Lynton, E.A.: Supraleitung, Bibliograph. Inst. Mannheim 1966

12) Hilsch, P., und Hilsch, R.: Z. Physik 180, 10 (1964)

13) King, D., and Hoffmann, G.R.: J. Phys. E (GB) 4, 993 (1971)

14) Moore, N.T., Chatterji, S., and Jeffery, J.W.: J. Phys. E (GB) 4, 1075 (1971)

15) Espe, W.: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik Bd. I, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1959

16) Weiss, W.W.: Z. Angew. Physik 32, 362 (1971)

17) Granqvist, C.G., and Cleason, T.: Phys. Status Solidi A 11, 113 (1972)

18) Meunier, F., Hauser, J.H., Burger, J.P., Guyon, E., and Hesse, M.: Phys. Lett. 28A, 37 (1968)

19) Wassermann, E., et al.: Frühjahrstagung der DPG, Freudenstadt, 10.-15.4.1972

20) Falke, H., Jablonski, H.P., Kästner, J., und Wassermann, E.: Z. Phys. 259, 135 (1973)

21) Buckel, W., und Hilsch, R.: Z. Physik 149, 1 (1957)

22) Meyer, J., and v. Minnigerode, G.: Phys. Lett. 38A, 529 (1972)

23) Heiland, G., Mollwo, E., and Stöckmann, F.: Solid State Physics Vol. 8, New York, London 1959, Academic Press, Seite 196

24) Gottschalk, D.: Z. Physik 244, 245 (1971)

25) Webb, W.W., and Warburton, R.J.: Phys. Rev, Lett. 20, 461 (1968)

26) Rochlin, G.I., Conf. on Fluctuations, 259 (1968)

27) Grassie, A.D.C., Green, D.B., Benyon, A.: Physica 55, 243 (1971)

28) Müller, W.H.-G., und Baumann, F.: Frühjahrstagung der DPG, Münster, 19.-24.3.1973, Vortrag TT56

29) Fischer, R.M, Darken, L.S., and Carroll, K.G.: Acta Met. 2, 368 (1954)

30) Robertson, J.L., and Unvala, B.A.: Phil. Mag. 24, 253 (1972)

31) Tessaro, G., Müller, WH.-G., und Baumann, F.: Frühjahrstagung der DPG, Münster, 19.-24.3.1973, Vortrag TT54

32) Bauer, H.J., and Buckel, W.: Z. Physik 216, 507 (1968), Z. Physik 220, 293 (1969)

33) Fontaine, A., Meunier, F.: Phys. Kond. Mat. 14, 119 (1972)

Tabelle I: T_c abschreckend kondensierter Zn-Schichten (ohne Vorbekeimung, alte Geometrie).

Die Ergebnisse mit Schichtdickenangabe sind in Abb. 2 eingezeichnet. Bei den Messungen 1-4 wurde die Schichtdicke aus dem temperaturabhängigen Anteil des elektrischen Widerstandes bestimmt.

Autor	Jahr	T_c (K)	T_c-Intervall (K)	D (Å)	Stromstärke (A)	Nr. in Abb. 2
Buckel und Hilsch (2)	1954	1,39	1,36 - 1,58	290	10^{-6} - 10^{-3}	1
Meunier et al (18)	1968	1,6-1,7	-	-	-	-
Alekseevskii et al (6)	1972	1,39	1,36 - 1,58	D-unabh.	-	-
Granqvist and Claeson	1972	1,48	ca. 1,33-1,63	-	10^{-6} - 10^{-5}	-
" "		1,43	ca. 1,31-1,55	-	"	-
" "		1,44	ca. 1,31-1,57	-	"	-
Wassermann et al (19, 20)	1972	1,47	ca. 1,35-1,59	639	10^{-6} - 10^{-4}	2
"		1,51	ca. 1,39-1,63	507	"	3
"		1,54	ca. 1,42-1,66	446	"	4
eigene Messung Nr. 19		-	1,35 - 1,55	1860	5.10^{-5}	5
" " 21		-	1,36 - 1,60	1000	"	6
" " 24		-	1,44 - 1,65	750	"	7
" " 52		-	1,34 - 1,60	520	"	8
" " 22		-	1,55 - 1,70	180	"	9

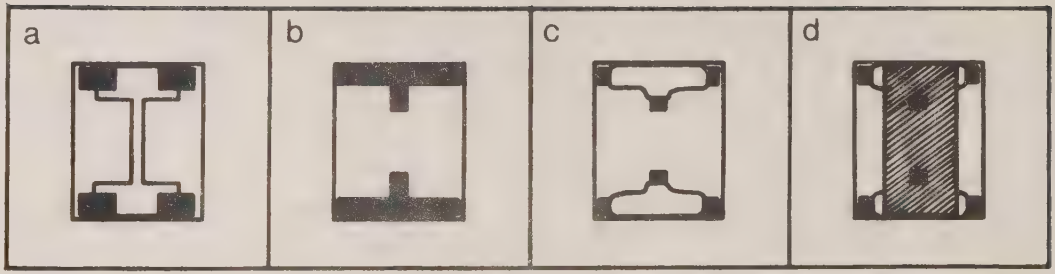


Abb. 1a: Alte Meßgeometrie: Die vier Elektroden und die Metallschicht

Abb. 1b-d: Neue Meßgeometrie:
b: Die zwei Doppelelektroden
c: Die Lackfilme auf den Doppelelektroden
d: Die Zn-Schicht auf Lackfilm und Doppelelektroden (schraffiert)

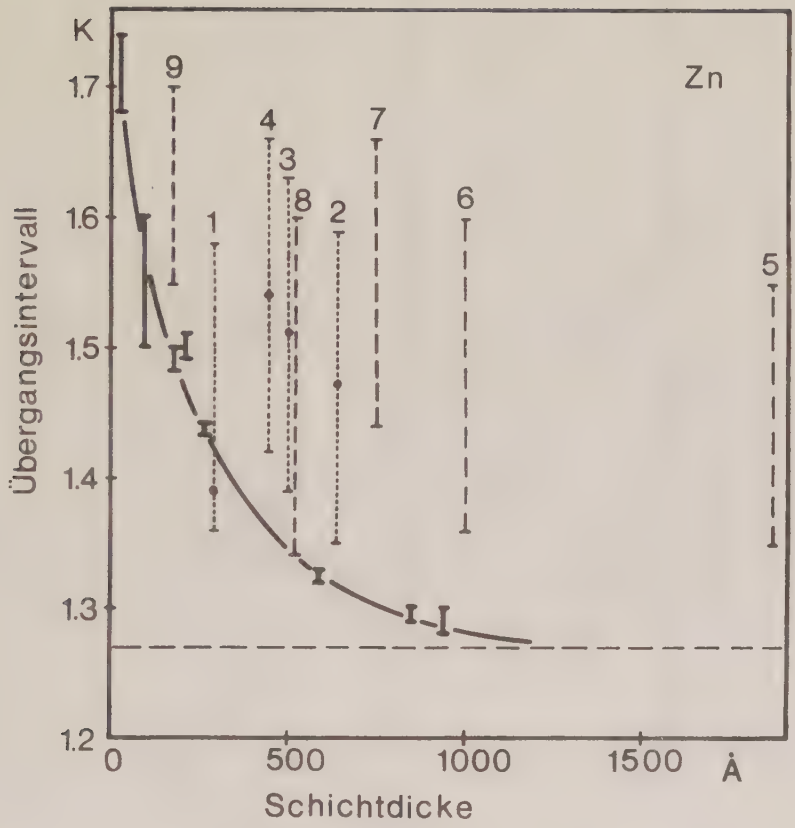


Abb. 2: Das Temperaturintervall des Überganges zur Supraleitung reiner Zn-Schichten nach a. K. als Funktion der Schichtdicke.
Durchgezogene Linien: Mit neuer Geometrie aufgenommen.
Unterbrochene Linien: Mit alter Geometrie aufgenommen. (Die Nummerierung stimmt mit Tabelle I überein).
Die von den Autoren angegebenen Übergangstemperaturen sind im zugehörigen Übergangsintervall als voller Kreis gekennzeichnet.
Bei den Messungen 1-4 wurde die Schichtdicke aus dem temperaturabhängigen Anteil des elektrischen Widerstandes bestimmt.

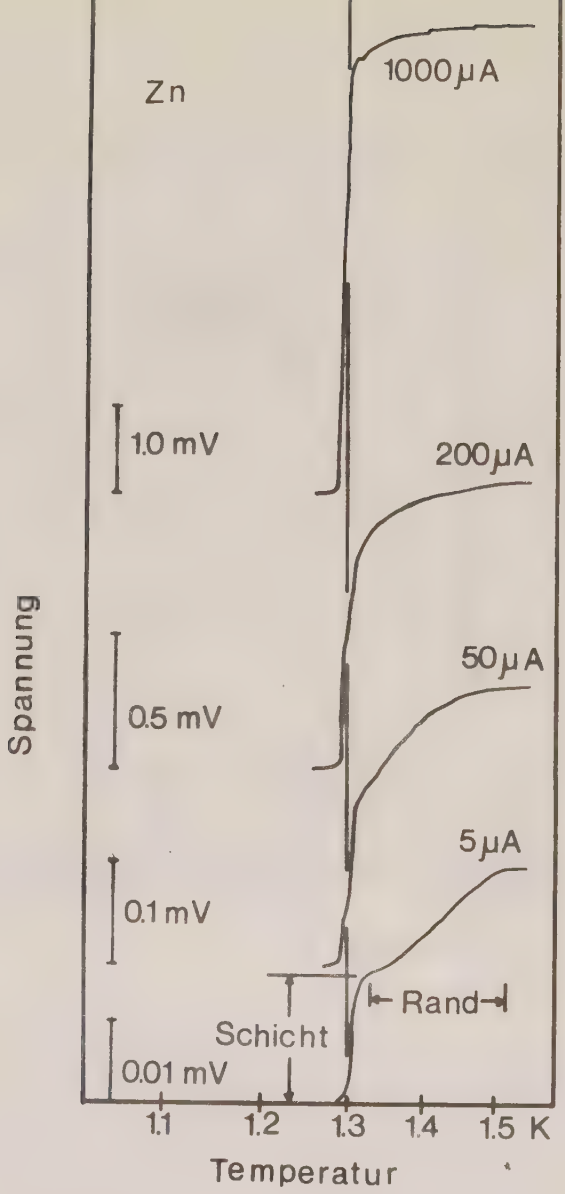


Abb. 3: Übergangskurve einer 850 Å dicken Zn-Schicht, mit neuer Geometrie aufgenommen. Parameter ist die Stromstärke. Von einem geringen Heizeffekt abgesehen ist die Übergangstemperatur der Schicht stromstärkeunabhängig.

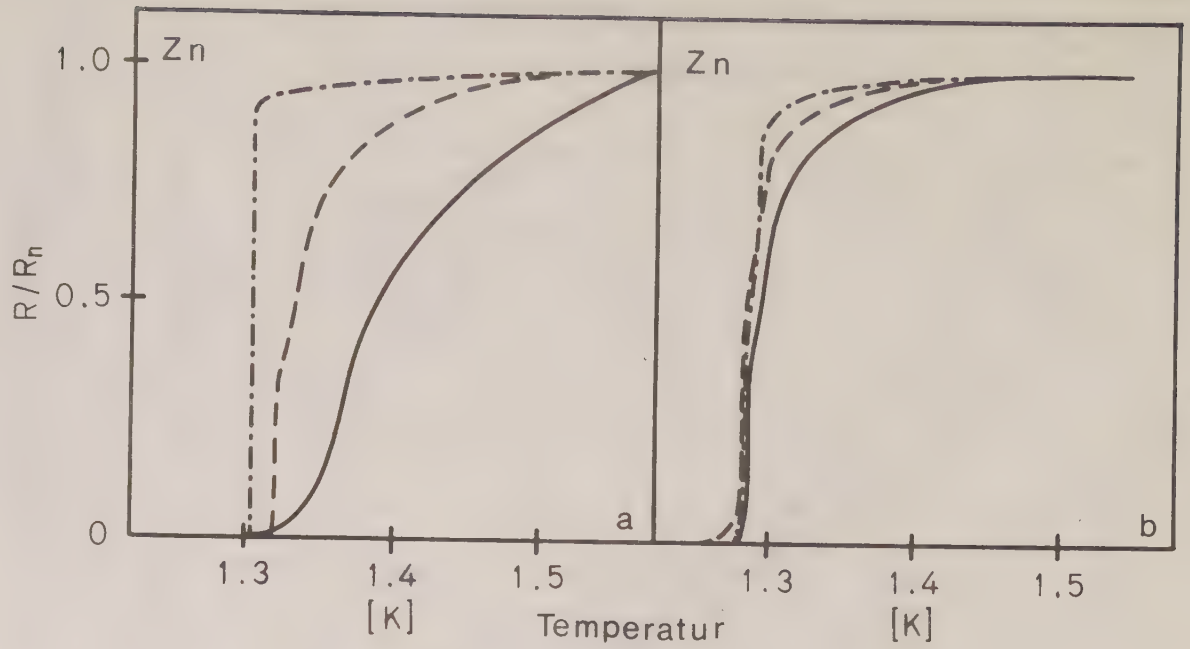


Abb. 4a: Übergangskurve einer 900 Å dicken Zn-Schicht, mit alter Geometrie aufgenommen. Parameter ist die Stromstärke: 200 μA, 500 μA, 1000 μA. Die Übergangskurve ist auf den Restwiderstand (R_n) normiert.

Abb. 4b: Die Übergangskurve derselben Schicht wie in Abb. 3 (850 Å, neue Geometrie, 200-, 500-, 1000 μA-Kurve, auf R_n normiert).

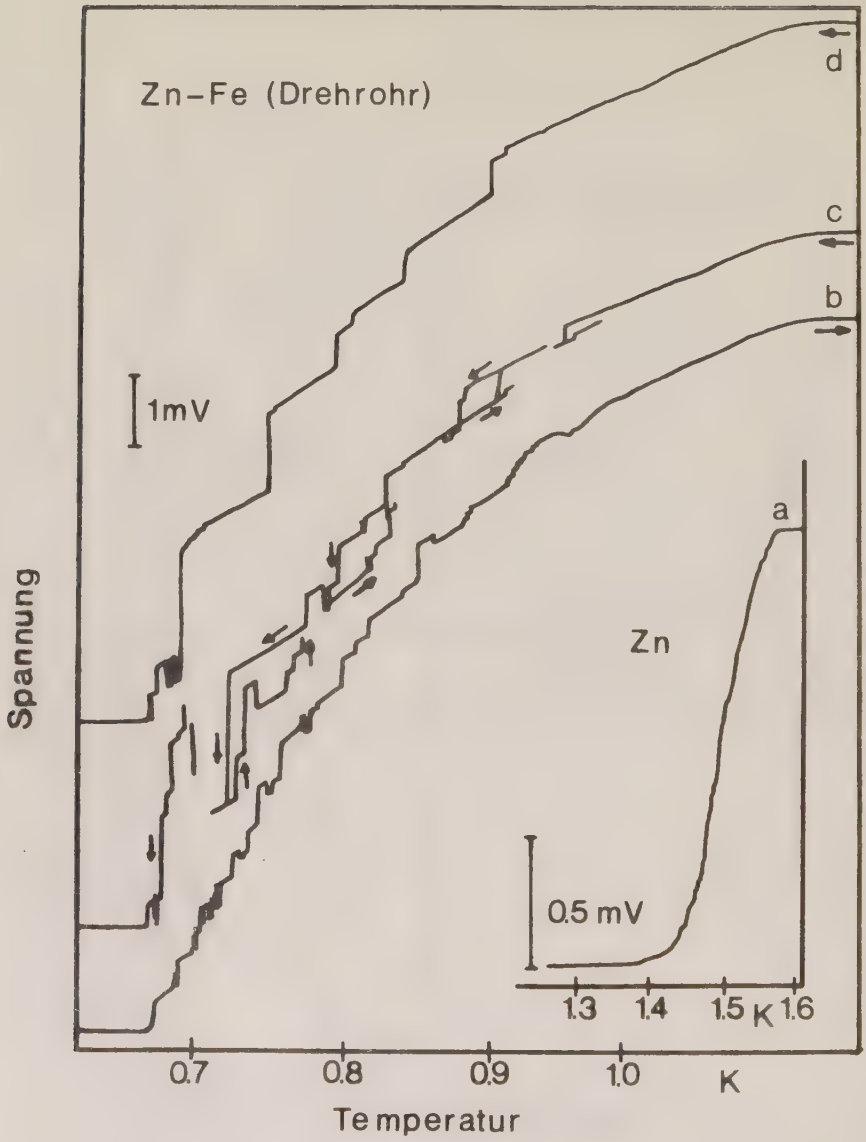


Abb. 5: Weitere Übergangskurven, mit alter Geometrie aufgenommen. Meßstromstärke: 50 μA.

Kurve a: 1000 Å dicke Zn-Schicht

Kurve b-d: 275 Å dicke 2‰ -Zn-Fe-Schicht, kondensiert nach dem Drehrohrverfahren. Die Pfeile zeigen die Richtung an, in welcher die Kurven durchfahren wurden.

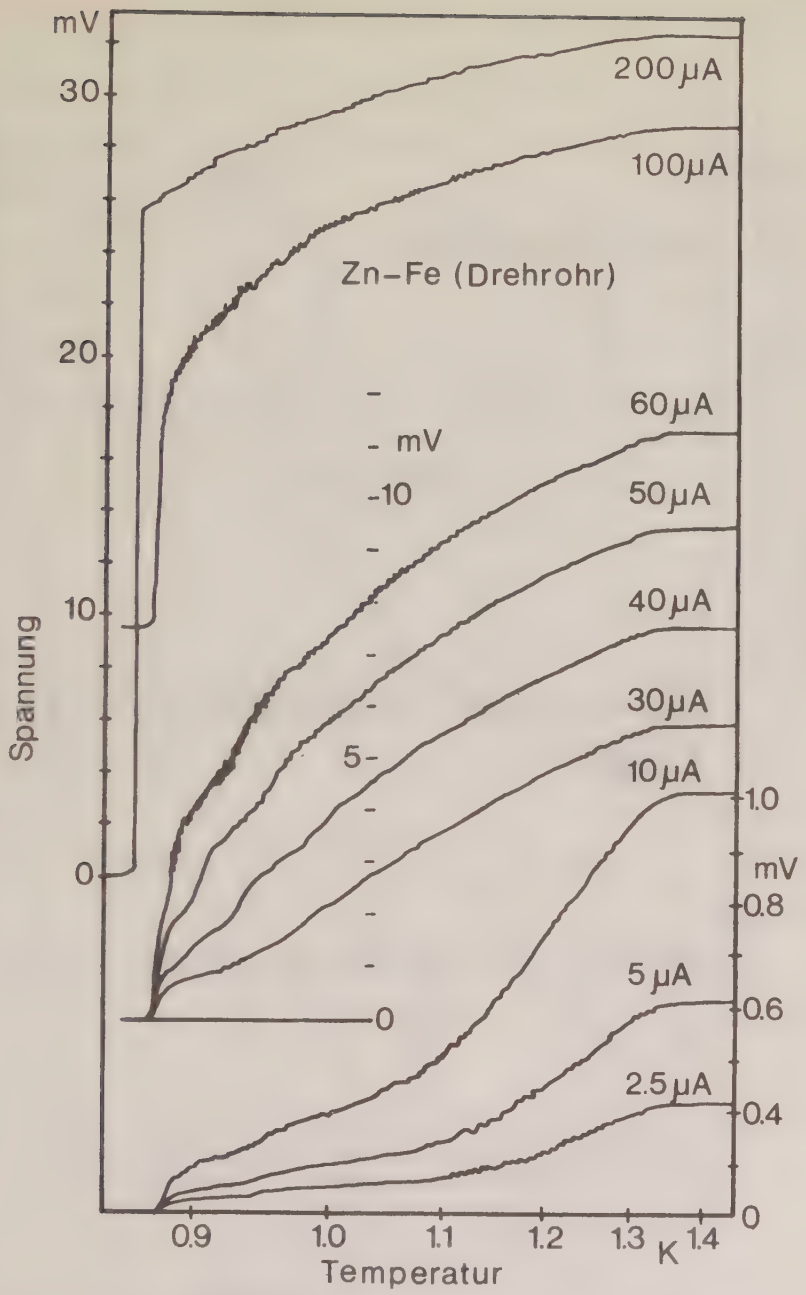


Abb. 6: Übergangskurve einer 250 Å dicken 2‰ -Zn-Fe-Schicht, mit alter Geometrie aufgenommen. Kondensation nach dem Drehrohrverfahren. Parameter ist die Meßstromstärke.

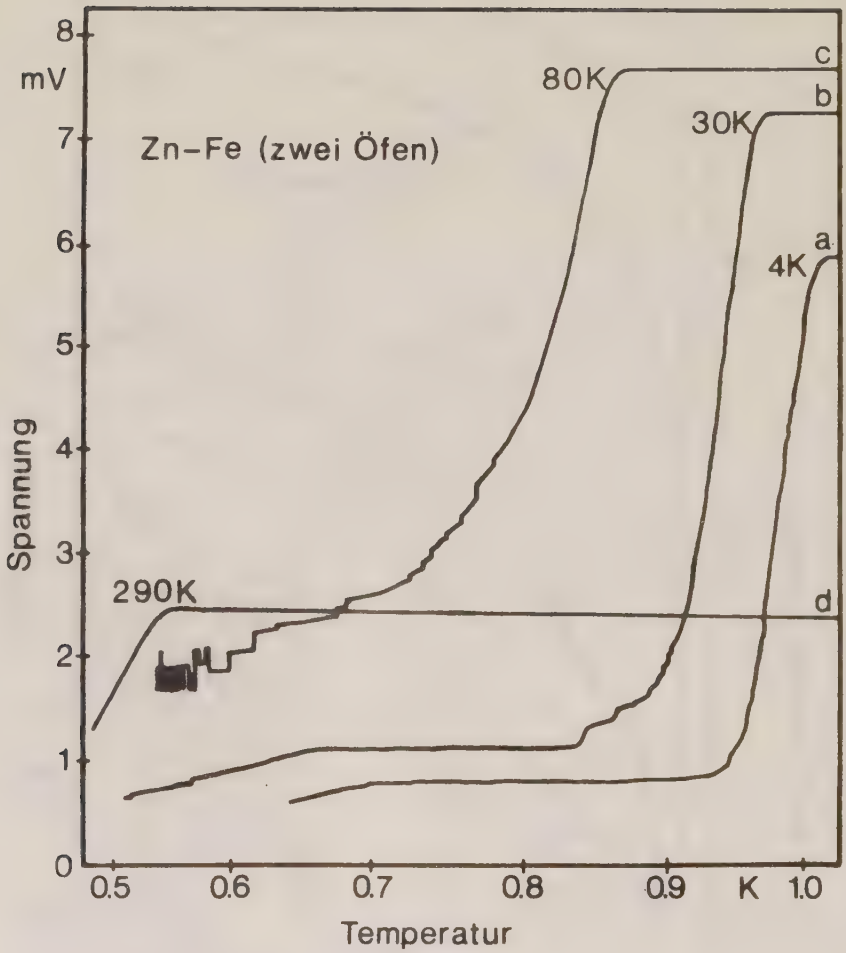
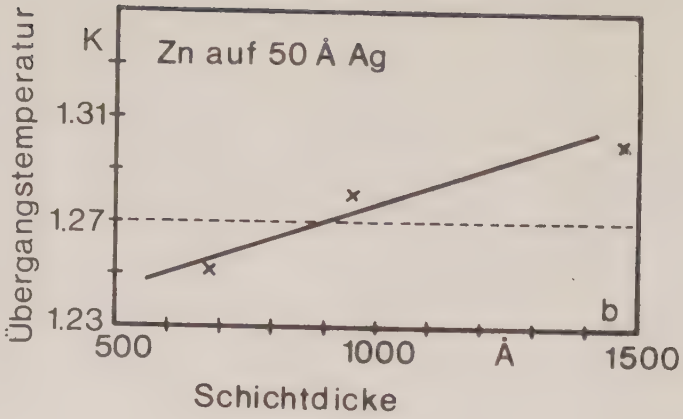


Abb. 7: Übergangskurve einer Zn-Fe-Schicht unbekannter Konzentration, mit alter Geometrie aufgenommen. Kondensation mittels zweier konzentrischer Verdampfungsquellen. Meßstromstärke: 50 μA.

Kurve a: Direkt nach a. K.
Kurve b: Nach Tempern auf 30 K
Kurve c: Nach Tempern auf 80 K
Kurve d: Nach Tempern auf Zimmertemperatur

(Während des Temperns durchlief der Schichtwiderstand ein Maximum bei ca. 80 K).



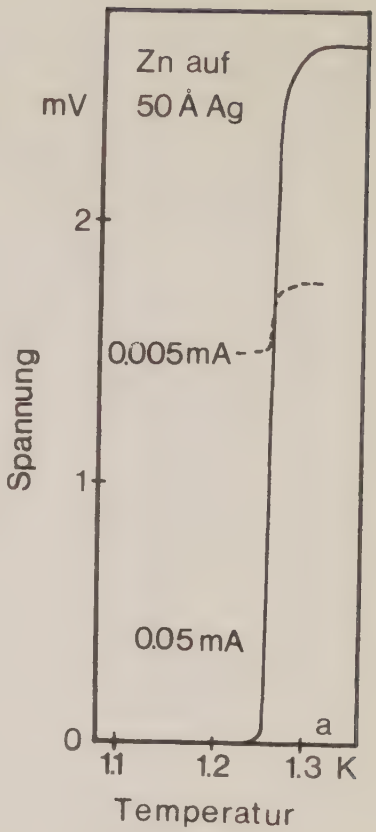


Abb. 8a: Übergangskurve einer 675 Å dicken Zn-Schicht, mit alter Geometrie aufgenommen.
Meßstromstärke: 50 µA bzw. 5 µA.
Die ganze Schichtträgerplatte war bei Zimmertemperatur mit 50 Å Ag vorbekeimt worden.

Abb. 8b: Die Schichtdickenabhängigkeit von T_c reiner Zn-Schichten bei 50 Å Ag-Vorbekeimung. Die Übergangskurve wurde mit alter Geometrie aufgenommen.

Lebenslauf

Am 26. Januar 1945 wurde ich in einem Flüchtlingslager in Hannsdorf an der March geboren.

Mein Vater, Georg Ziemba, Oberleutnant der Luftwaffe, war seit Juli 1944 vermißt. Er wurde am 29. April 1952 für tot erklärt.

Von 1946 bis 1951 wohnten meine Mutter, Mathilde Ziemba geb. Bunge, meine Schwester und ich in Miehlen im Taunus. 1951 siedelten wir nach Lindenberg im Allgäu um.

Von 1951 bis 1955 besuchte ich die dortige Volksschule, anschließend die Oberrealschule bis zum Abitur im Juli 1964.

Vom Wehrdienst wurde ich gemäß § 11, Absatz 2, 2. Halbsatz des Wehrpflichtgesetzes befreit.

An der Freien Universität Berlin wurde ich am 4. Dezember 1964 immatrikuliert. Dort studierte ich sieben Semester Physik, Mathematik und Chemie. Zu Beginn des sechsten Semesters legte ich die Diplomvorprüfung für Physik ab. Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren Dr. A. Dinghas, Dr. K.-P. Grotemeyer, Dr. R. Honerjäger, Dr. K.F. Jahr, Dr. G. Manecke, Dr. H. Meschkowski und Dr. H. Lassen.

An der Georg-August-Universität Göttingen wurde ich am 18. April 1968 immatrikuliert. Hier beendete ich mein Grundlagenstudium. Von Januar 1969 an war ich am I. Physikalischen Institut unter Anleitung von Herrn Professor Dr. R. Hilsch mit der Anfertigung einer experimentellen Diplomarbeit beschäftigt und legte am 8. Juli 1970 die Diplomprüfung für Physik ab.

Seitdem wurde die hier vorliegende Dissertation als experimentelle Arbeit angefertigt. Meine akademischen Lehrer in Göttingen waren die Herren Professoren Dr. P. Haasen, Dr. H.-U. Harten, Dr. T. Hehenkamp, Dr. R. Hilsch, Dr. F. Hund und Dr. G. Lüders.